

Б. ИОФФЕ и А. РУДИК

О РАСПАДЕ π -МЕЗОНА

(Представлено академиком Л. Д. Ландау 29 XI 1951)

При распаде π -мезонов в фотопластинках были обнаружены (1) случаи распада с пробегами получающихся μ -мезонов заметно меньшими обычных. Для объяснения различных энергий образующихся μ -мезонов следует предположить, что распад π -мезона в этих случаях происходит по крайней мере на 3 частицы. Простейшим предположением является распад π -мезона на μ -мезон, нейтрино и квант. Определим вероятность этого процесса, считая спин π -мезона равным нулю (2), а спин μ -мезона и нейтрино $-\frac{1}{2}$.

Гамильтониан взаимодействия π -мезона с μ -мезоном и нейтрино может быть записан в виде

$$H_{\pi, \mu \nu} = g (\bar{\varphi}_\nu \varphi_\mu) \psi_\pi + \text{компл. сопр.}, \quad (1a)$$

$$H_{\pi, \mu \nu} = g (\bar{\varphi}_\nu \gamma_5 \varphi_\mu) \psi_\pi + \text{компл. сопр.} \quad (1б)$$

Выражение (1a) соответствует одинаковой четности произведения волновых функций μ -мезона и нейтрино и волновой функции π -мезона, а (1б) — различной. Члены в гамильтониане, содержащие производные волновых функций, нет необходимости рассматривать, так как можно показать, что в интересующем нас первом порядке разложения по константе взаимодействия g они сводятся (с точностью до перенормировки констант) к выражениям (1a) и (1б).

Распадающийся π -мезон мы будем считать покоящимся. Тогда остается лишь цепочка, в которой π -мезон сначала распадается на μ -мезон и нейтрино, а потом μ -мезон испускает γ -квант. Матричный элемент этого перехода в обозначениях работы (3) имеет вид

$$M = \frac{2\pi}{\sqrt{E_\pi \omega}} e g (\bar{u}_\nu \gamma (\hat{\mathbf{q}} + \hat{\mathbf{k}} - \mu)^{-1} \hat{\epsilon} u_\mu). \quad (2)$$

Здесь $\hat{\mathbf{q}}$ и $\hat{\mathbf{k}}$ — 4-вектора энергии импульса μ -мезона и γ -кванта, μ — масса μ -мезона, $\hat{\epsilon}$ — вектор поляризации кванта (мы пользуемся системой единиц, в которой $\hbar = c = 1$). Для взаимодействия (1a) $\gamma = 1$, для (1б) $\gamma = \gamma_5$. Дифференциальная вероятность распада, просуммированная по спинам μ -мезона и нейтрино и поляризациям кванта, оказывается равной:

$$dW = \frac{1}{16\pi^3} \frac{e^2 g^2}{E_\pi E_\mu E_\nu k} \left\{ 2(E_\mu k - \mathbf{kq})(kE_\nu + k^2 + \mathbf{kq}) + [E_\pi^2 - (\mu \pm m)^2] \left[q^2 - \frac{1}{k^2} (\mathbf{qk})^2 \right] \right\} \delta(E_\pi - E_\mu - k - E_\nu) \frac{d\mathbf{q} d\mathbf{k}}{(E_\mu k - \mathbf{kq})^2}. \quad (3)$$

В выражении (3) E_π , E_μ , E_ν — полные энергии π -мезона, μ -мезона и нейтрино, m — масса нейтрино и знак плюс соответствует взаимодействию (1а), а минус (1б). Интегрируя по углам и энергиям γ -кванта, легко находим вероятность распада с вылетом μ -мезона с импульсом в интервале dq :

$$dW = \frac{1}{2\pi} \frac{e^2 g^2}{E_\pi E_\mu} q dq \left\{ \frac{(E_\pi - E_\mu)^2 - q^2 - m^2}{E_\pi} \ln \frac{(E_\mu + q)(E_\pi - E_\mu + q)}{(E_\mu - q)(E_\pi - E_\mu - q)} + \right. \\ \left. + 4 \frac{E_\pi^2 - (\mu \pm m)^2}{(E_\pi - E_\mu)^2 - q^2 - m^2} \left[-2q + E_\nu \ln \frac{E_\mu + q}{E_\mu - q} \right] \right\}. \quad (4)$$

Вероятность (4) расходится вблизи максимального значения импульса $q_{\max}^2 = (E_\pi - E_{\mu \max})^2 - m^2$. Физическая причина этого заключается в том, что при $q \approx q_{\max}$ происходит излучение γ -квантов малой энергии, и нельзя пользоваться обычными методами теории возмущений, так как вероятность вылета сразу нескольких квантов будет уже не малой (аналогичное положение имеет место в случае тормозного излучения). Заметим, что, поскольку теория неприменима лишь при совсем малых энергиях γ -кванта ($\ln \frac{\mu}{\omega} \sim 137$), расходимость в выражении (4) практически несущественна.

Предельное выражение для вероятности распада с вылетом кванта малой энергии может быть получено из (3) в виде

$$dW = \frac{2e^2}{3\pi} \frac{dk}{k} \frac{q_{\max}^2}{E_{\mu \max}^2} W_{\text{расп}}, \quad (5)$$

где

$$W_{\text{расп}} = \frac{1}{2} g^2 \frac{E_\pi^2 - (\mu \pm m)^2}{E_\pi^2} q_{\max} \quad (6)$$

есть вероятность распада π -мезона на μ -мезон и нейтрино. Связь (5) между вероятностями распада не зависит от конкретного механизма взаимодействия и может быть получена в общем виде (см., например, (4)).

Пользуясь известным соотношением между пробегом и энергией, из (4) можно получить вероятность распада с определенным пробегом μ -мезона и, после интегрирования, полную вероятность распада с пробегом μ -мезона, меньшим данного.

В табл. 1 приведено отношение полной вероятности распада с вылетом γ -кванта и пробегом μ -мезона, меньшим данного R , к вероятности распада без вылета γ -кванта как функция отношения R к R_0 , где R_0 — пробег μ -мезона при распаде $\pi \rightarrow \mu + \nu$. При этом приняты следующие значения постоянных: $\mu = 217 m_e$, $\mu_\pi = 276 m_e$ и $m = 0$.

Таблица 1

R/R_0	0,9	0,8	0,7	0,6	0,5	0,4	0,3	0,2
$\frac{W_{\mu+\nu+\gamma}}{W_{\mu+\nu}} \cdot 10^4$	4	2,8	1,9	1,3	0,88	0,52	0,24	0,1

Мы пользуемся случаем выразить свою признательность проф. И. Я. Померанчуку за интересные обсуждения рассмотренных выше вопросов.

Поступило
29 XI 1951

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

¹ W. F. Fry, Phys. Rev., **83**, 1268 (1951). ² R. Durbin, H. Loar and J. Steinberger, *ibid.*, **83**, 646 (1951). ³ R. Feynman, *ibid.*, **76**, 749, 769 (1949). ⁴ И. Я. Померанчук и И. И. Шмушкевич, ДАН, **64**, 499 (1949).